



HAL
open science

Le pouvoir séparateur des instruments astronomiques d'observation, traité par l'analyse de Fourier

L. Berger

► **To cite this version:**

L. Berger. Le pouvoir séparateur des instruments astronomiques d'observation, traité par l'analyse de Fourier. *Journal de Physique et le Radium*, 1955, 16 (6), pp.433-438. 10.1051/jphys-rad:01955001606043300 . jpa-00235188

HAL Id: jpa-00235188

<https://hal.science/jpa-00235188>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

LE POUVOIR SÉPARATEUR DES INSTRUMENTS ASTRONOMIQUES D'OBSERVATION, TRAITÉ PAR L'ANALYSE DE FOURIER

Par L. BERGER.

Sommaire. — La théorie classique du pouvoir séparateur des instruments (Foucault, Airy) ou, si l'on préfère, la théorie moderne de la formation des images (Duffieux), posent des limites bien connues aux performances séparatrices des instruments d'observation. Cependant, des hypothèses fortement restrictives sont faites, dans toutes ces théories, au sujet de la constitution des instruments d'optique envisagés (instrument bâti selon le schéma classique de l'objectif focalisateur, faible ouverture relative de cet objectif).

Dans le présent travail, une théorie rigoureuse du « pouvoir séparateur » est exposée, qui réduit ces hypothèses de structure au strict minimum, et qui atteint ainsi une extrême généralité. Si l'on suppose la transformation de Fourier appliquée à la distribution de la brillance sur l'objet, cette théorie nous indique, de manière simple, quelles composantes de Fourier un instrument donné pourra nous faire connaître.

1. Introduction. — Le rôle des *instruments astronomiques d'observation* est, par définition, de nous faire connaître la forme et la disposition des astres brillants placés sur la sphère céleste.

Ainsi que je le montrerai, l'analyse harmonique de Fourier est avantageuse quand il s'agit d'étudier le « pouvoir séparateur » de ces instruments et d'arriver à des conclusions d'une portée très générale.

La présente méthode semble atteindre n'importe quel instrument astronomique d'observation, quelle qu'en puisse être la structure. A ce point de vue, elle est plus générale que la méthode bien connue de Duffieux; elle donne des résultats moins complets. Son but est de limiter *a priori*, et de manière simple et rigoureuse, les renseignements que peut fournir un instrument d'observation.

2. Définitions générales. — Repérons les points de la sphère céleste à l'aide d'un système de coordonnées comme mode.

Si nous nous bornons à une petite portion de la sphère céleste, ne dépassant pas cinq degrés sur cinq degrés, nous pourrions y définir des coordonnées x_1, y_1 , approximativement cartésiennes. Un exemple est celui des coordonnées célestes équatoriales (sphériques), pour une petite portion du ciel à cheval sur l'équateur céleste.

Étudions les phénomènes en lumière monochromatique, de fréquence ν et de longueur d'onde λ .

Soit C_1 le nombre complexe qui est la *densité de source* au point $P_1(x_1, y_1)$ placé sur la sphère céleste. Cette densité de source est telle que $C_1 dS_1$ représente par son module et son argument l'amplitude et la phase de la source de lumière (émise ou diffusée) qui occupe le petit élément de surface dS_1 autour du point $P_1(x_1, y_1)$.

On peut mettre en évidence la *densité d'amplitude* E_1 et la phase φ_1 de la lumière

$$C_1 = E_1 e^{i\varphi_1}; \quad (1)$$

E_1 et φ_1 sont des nombres réels. Nous appelons $e^{i\varphi_1}$ la *fonction de phase*.

Comme la lumière est monochromatique, E_1 est indépendant du temps t et φ_1 varie linéairement en fonction du temps.

Remarquons pour la suite que E_1^2 est tout simplement la brillance au point P_1 .

Dans le cas de lumière émise, ou de lumière diffusée par un corps qui est éclairé par une source étendue (Soleil), on sait que les C_1 en deux points, même très voisins, de la sphère céleste, sont *incohérents*. Ce mot signifie qu'à tout instant donné la phase φ_1 varie d'un point à un autre tout à fait au hasard, et de manière presque discontinue; l'image du nombre complexe $e^{i\varphi_1}$ est sur le cercle trigonométrique exac-

tement comme la bille du jeu de roulette pour différents tirages successifs. En outre, pour des fréquences ν même très voisines, φ_1 a aussi des valeurs complètement incorrélées.

La connaissance de la phase φ_1 en fonction de x_1 et de y_1 ne présente aucun intérêt; la phase φ_1 ne fournit aucun renseignement sur la structure des astres qui émettent la lumière ou la diffusent.

Par contre, tant que l'on reste à l'échelle humaine, ou à l'échelle astronomique, l'amplitude E_1 (ou la brillance E_1^2) varie d'une manière plus régulière en fonction de x_1 et y_1 , et en fonction de la fréquence ν , et nous fournit beaucoup de renseignements au sujet de la structure géométrique et physique des astres. Le rôle des instruments astronomiques d'observation est de nous faire connaître la brillance E_1^2 en fonction de x_1 et de y_1 .

Aucun appareil optique ne reçoit de la lumière d'une seule et unique fréquence ν . Nous ferons une théorie presque monochromatique; il faut alors caractériser l'émission de lumière, par les sources célestes, par :

a. La distribution $E_1^2(x_1)$, qui est pratiquement la même pour toutes les fréquences du petit intervalle spectral $\Delta\nu$;

b. Pour chaque fréquence de lumière de l'intervalle $\Delta\nu$, la distribution de phase correspondante $\varphi_1(x_1)$.

3. Réduction à une seule dimension. — La brillance E_1^2 est une fonction de deux variables x_1, y_1 . Cependant, dans un but de simplification de l'exposé, nous considérerons dans toute la suite E_1^2 comme une fonction d'une seule variable x_1 , comme si les astres, tels qu'ils se peignent sur la sphère céleste, n'avaient qu'une dimension et non deux. Que l'on soit cependant bien persuadé que tous les théorèmes énoncés dans la suite s'étendent très facilement et sans modification profonde au cas de deux dimensions.

4. Théorie de Fourier des répartitions de brillance. Le théorème de la borne supérieure. — Soit une fonction $y = y(x)$ de la variable x ; cette fonction y peut, par exemple, être la brillance $E_1^2(x_1)$ sur la sphère céleste, ou l'éclairement sur une image. L'échelle des détails (de l'ordre de la seconde d'arc), qui nous intéressent dans la répartition des valeurs de la fonction $y(x)$, est toujours très petite par rapport à l'intervalle total de cinq degrés (égale 18 000 secondes d'arc) que nous prenons sur la sphère céleste; nous pouvons donc considérer cet intervalle de cinq degrés comme pratiquement infini.

Sous certaines conditions de régularité de $y = y(x)$ on pourra alors définir, par la formule suivante, la transformée de Fourier $A = A(\Omega)$ de cette fonc-

tion y

$$A(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} y(x) e^{-i\Omega x} dx. \quad (2)$$

On sait alors que l'on a en retour

$$y(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\Omega) e^{i\Omega x} d\Omega. \quad (3)$$

La grandeur $\frac{\Omega}{2\pi}$ joue tout à fait le rôle d'une fréquence de vibration sinusoidale, quoique l'unité avec laquelle elle s'exprime soit le (radian)⁻¹. Aussi l'appellerons-nous *fréquence d'image*. Ω est la *pulsation d'image*. Pour chaque valeur de Ω , la valeur de A correspondante est l'*amplitude de Fourier*. On voit que l'on peut remplacer la considération de $y(x)$ par celle de sa t. F. $A(\Omega)$; c'est ce que l'on fait en Optique pour l'onde lumineuse, et en Acoustique pour l'onde sonore. Nous ferons ainsi pour la distribution de brillance $E_1^2(x_1)$, $A(\Omega)$ représentera désormais la distribution des amplitudes de Fourier de $E_1^2(x_1)$ pour les diverses pulsations d'image.

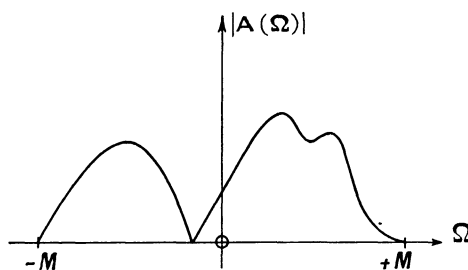


Fig. 1.

Donnons ce que nous appellerons le *théorème de la borne supérieure*, qui est un pur théorème de mathématiques; il nous sera utile dans la suite.

Supposons que les pulsations d'image Ω supérieures en valeur absolue à un nombre M soient absentes de la t. F. de $y(x)$, aient une amplitude $A(\Omega)$ nulle

$$A(\Omega) = 0 \quad \text{pour } |\Omega| > M.$$

Nous dirons alors que $y(x)$ est à t. F. *limitée* (fig. 1); sa t. F. admet la limite M ; (3) donne alors

$$\frac{d^n y}{dx^n} = (i)^n \int_{-M}^{+M} A(\Omega) \Omega^n e^{i\Omega x} d\Omega,$$

$$\left| \frac{d^n y}{dx^n} \right| \leq \int_{-M}^{+M} |A(\Omega)| M^n d\Omega.$$

Or (2) donne

$$|A(\Omega)| \leq \int_{-\infty}^{+\infty} |y(x)| dx,$$

d'où

$$\left| \frac{d^n y}{dx^n} \right| \leq M^{n+1} \int_{-\infty}^{+\infty} |y(x)| dx \quad (4)$$

(théorème de la borne supérieure).

On voit donc que, à norme donnée pour $y(x)$, plus la fonction $y(x)$ est à t. F. limitée, et plus elle devra présenter de contours arrondis. Les « petits détails », les variations brusques, y manqueront. On verra l'intérêt de cela au paragraphe 7.

5. Définition de la prise primaire. La formule fondamentale et les hypothèses fondamentales. Le théorème fondamental. — Passons maintenant à la considération des instruments astronomiques d'observation eux-mêmes.

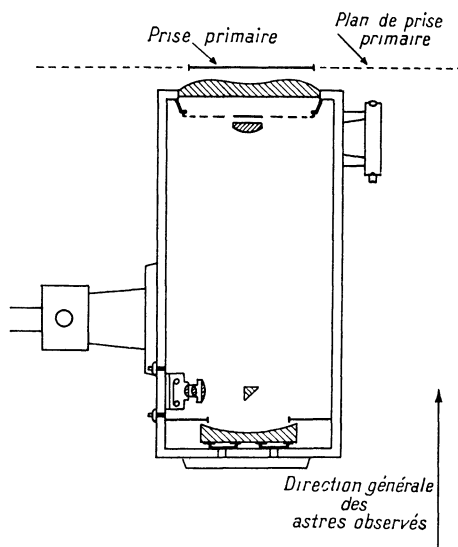


Fig. 2.

Ce n'est que par l'intermédiaire du champ ondulatoire de lumière, qui règne là-même où se trouve un tel instrument, que nous pouvons avoir des renseignements au sujet des astres; et nous devons donc admettre que la réponse fournie par l'instrument doit être déterminée par ce champ de lumière. Appelons *prise d'onde* toute région, tout domaine de l'espace, tel que le champ de lumière qui règne dans ce domaine détermine de manière univoque la réponse de l'instrument. Alors, d'après ce que nous venons de dire, le domaine de l'espace occupé par l'instrument même est une telle prise d'onde. Mais nous savons par le principe de Huygens-Fresnel (sa forme rigoureuse a été donnée par Kirchoff) que le champ lumineux qui règne dans un volume est déterminé par le champ qui règne sur la surface-frontière de ce volume. La seule surface-frontière du domaine occupé par l'instrument est donc aussi une prise d'onde de cet instrument.

Nous appellerons *prise primaire* d'un instrument (fig. 2) une prise d'onde qui satisfait aux trois conditions suivantes :

a. La prise d'onde est contenue tout entière dans un plan;

b. Ce plan est perpendiculaire à la direction générale des astres observés à l'aide de l'instrument;

c. Le champ lumineux sur la prise d'onde n'est perturbé ni par l'instrument, ni par tout autre corps; c'est-à-dire que ce champ lumineux est celui qui régnerait sur la prise d'onde si cette dernière surface se trouvait en face des astres dans le vide, loin de tout corps matériel.

Nous admettrons sans démonstration le principe suivant : *Tout instrument astronomique d'observation admet une prise primaire.* Il semble bien, en particulier, que tous les télescopes et interféromètres, optiques ou radioélectriques, admettent comme prise primaire une portion de surface plane, placée devant leur ouverture libre et la recouvrant complètement. On verra un autre exemple de prise primaire (obturateur lunaire) au paragraphe 6.

Je ferai une remarque : les conditions a et b ne sont pas essentielles. Tous les théorèmes ultérieurs, où figurent des prises primaires, seraient valables avec la seule condition c; les énoncés de ces théorèmes ne subiraient pas de modifications essentielles, mais leur démonstration serait simplement un peu plus compliquée.

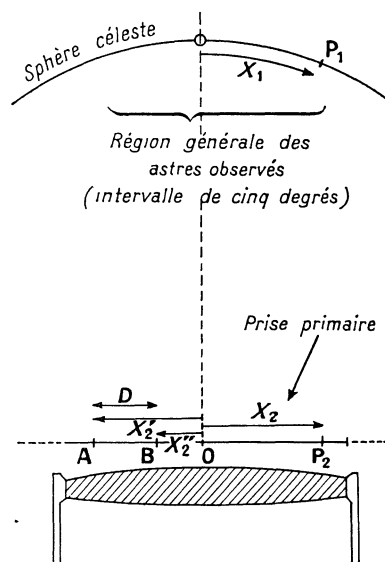


Fig. 3.

Calculons le champ lumineux sur la prise primaire, ce qui est facile parce que ce champ n'est perturbé par rien.

Supposons (fig. 3) que le centre O de la sphère céleste se trouve dans le plan de la prise primaire; il serait facile de voir qu'un écart de O hors de ce plan n'a pas d'importance. Soit x_2 l'abscisse, à partir de O, d'un point P2 de la prise primaire (théorie à une dimension). Le champ lumineux C_2 , de longueur d'onde λ , en P2 est donné d'une manière

générale par

$$C_2(x_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_1(x_1) e^{-2\pi i \frac{x_1 x_2}{\lambda}} dx_1. \quad (5)$$

Nous appellerons *couple* l'ensemble de deux points A et B quelconques pris dans la prise primaire (fig. 3). La distance D de ces deux points est l'écartement du couple. Nous appellerons *pulsation de résonance* du couple AB la quantité ρ définie par

$$\rho = 2\pi \frac{D}{\lambda} \quad (\text{rad}^{-1}). \quad (6)$$

Et nous appellerons *période de résonance* du couple la quantité T définie par

$$T = \frac{2\pi}{\rho} = \frac{\lambda}{D} \quad (\text{rad}). \quad (7)$$

Soit C'_2 et C''_2 les champs à un moment donné en les deux points d'un couple AB de la prise primaire. Considérons le produit $C'_2 C''_2$, où C''_2 désigne le conjugué complexe de C'_2 . Pour chaque fréquence ν de l'intervalle spectral $\Delta\nu$, les champs C'_2 et C''_2 en A et B sont différents; et il en est de même en général pour le produit $C'_2 C''_2$. Prenons la valeur moyenne de ce produit sur les fréquences de l'intervalle $\Delta\nu$.

Notre *formule fondamentale* du couple affirme que cette valeur moyenne est égale, pour un écartement D donné du couple AB, à l'amplitude de Fourier $A(\rho)$ de la distribution de brillance $E_1^2(x_1)$. La définition de la pulsation de résonance ρ du couple a été donnée par (6)

$$\frac{1}{\Delta\nu} \sum_{\nu} C'_2 C''_2 = A(\rho) \quad (\text{formule fondamentale}). \quad (8)$$

Je n'indiquerai ici que le principe de la démonstration de la formule fondamentale. On peut la démontrer de deux manières, à ma connaissance :

a. Considérant $C_2(x_2)$ comme une fonction aléatoire stationnaire de x_2 , dont chaque fréquence ν de l'intervalle $\Delta\nu$ fournit un exemplaire différent, on obtient une démonstration purement mathématique. Le membre gauche de (8) est la « covariance » de la fonction aléatoire (voir [1] et [2]);

b. Considérant les points A et B comme constituant la prise primaire d'un interféromètre astronomique Michelson, on démontre facilement que les franges d'interférence, produites dans le plan focal de cet instrument, ont pour profondeur l'amplitude $A(\rho)$ de la pulsation de résonance ρ de la prise primaire de l'interféromètre; et, d'autre part, que cette profondeur est aussi égale à la valeur moyenne du produit $C'_2 C''_2$ sur les diverses fréquences de $\Delta\nu$.

Nous verrons bientôt l'intérêt de notre formule fondamentale (8).

Dans tout instrument astronomique d'observation, il existe des organes matériels récepteurs

(œil, plaque photographique, cellule photoélectrique, ampèremètre haute fréquence, etc.) qui mesurent l'état du champ de lumière, qui font ainsi le passage lumière-matière pour l'information concernant les objets célestes. Nous ferons les hypothèses fondamentales suivantes :

HYPOTHÈSES FONDAMENTALES. — a. La réponse de chaque récepteur ne dépend que du carré $E_1^2 = C_3 C_3$ de l'amplitude E_3 du champ C_3 au point P_3 où est placé le récepteur; ainsi chaque récepteur matériel ne peut mesurer que la densité d'énergie électromagnétique au point où il est.

b. Et même, le récepteur ne mesure que la valeur moyenne

$$\frac{1}{\Delta\nu} \sum_{\nu} E_1^2$$

de E_1^2 sur le petit intervalle spectral $\Delta\nu$; la mesure sur une seule et unique fréquence est impossible.

c. Les équations de propagation de la lumière dans l'instrument sont linéaires. Si bien que le champ C_3 en un point P_3 s'exprime linéairement en fonction des champs $C_2(x_2)$ sur la prise primaire de l'instrument, selon l'expression suivante, où $F(x_2)$ est une fonction convenable, qui dépend bien du point P_3 considéré, mais qui ne dépend pratiquement pas de la fréquence sur $\Delta\nu$; $F(x_2)$ s'annule en dehors de la prise primaire

$$C_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x_2) C_2(x_2) dx_2. \quad (9)$$

d. Il n'y a pas d'effet Doppler-Fizeau (produit par des miroirs mobiles, etc.) changeant la fréquence de la lumière entre la prise primaire et le récepteur matériel. Ainsi la fréquence du champ C_3 est égale à la fréquence ν des champs C_2 qui lui donnent naissance.

Des deux dernières hypothèses l'on tire

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta\nu} \sum_{\nu} E_1^2 &= \frac{1}{\Delta\nu} \sum_{\nu} C_3 C_3 \\ &= \frac{1}{\Delta\nu} \sum_{\nu} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(x'_2) \mathbf{F}(\mathbf{x}''_2) \\ &\quad \times C_2(x'_2) C_2(\mathbf{x}''_2) dx'_2 dx''_2 \end{aligned}$$

ou encore

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta\nu} \sum_{\nu} E_1^2 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(x'_2) \mathbf{F}(\mathbf{x}''_2) \\ &\quad \times \left[\frac{1}{\Delta\nu} \sum_{\nu} C_2(x'_2) C_2(\mathbf{x}''_2) \right] dx'_2 dx''_2. \quad (10) \end{aligned}$$

La formule (10), jointe aux deux premières hypothèses fondamentales, montre que la réponse de l'instrument d'observation ne dépend que de l'ensemble des produits qui ont la forme du membre

gauche de (8) et qui se rapportent à des couples quelconques de points de la prise primaire.

En employant la formule fondamentale (8), on a alors le

THÉORÈME FONDAMENTAL. — *La réponse d'un instrument astronomique d'observation ne dépend que de ces amplitudes de Fourier $A(\Omega)$ pour lesquelles Ω est la pulsation de résonance ρ d'un couple AB extrait de la prise primaire.*

Ces amplitudes de Fourier sont donc les seuls caractères de la distribution de brillance qu'un tel instrument puisse nous faire connaître.

Un important corollaire de notre théorème fondamental est le suivant :

Si la prise primaire d'un instrument est tout entière contenue à l'intérieur d'un cercle de son plan, dont le diamètre Δ sera par définition le diamètre de prise primaire, cet instrument ne pourra nous transmettre des pulsations d'image supérieures en valeur absolue à M , avec

$$M = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} \quad (\text{rad}^{-1}). \quad (11)$$

Notre théorème fondamental repose sur notre formule fondamentale, ainsi que sur nos quatre hypothèses fondamentales : *a*, *b*, *c*, *d*, dont il est temps de dire quelques mots. Ces quatre conditions sont réalisées dans tous les instruments d'observation optiques ou radioélectriques utilisés à ce jour. On peut cependant, sans aucun doute, imaginer des appareils qui mettent en défaut l'hypothèse *a*, l'hypothèse *d* ou même l'hypothèse *c*. Une théorie faite en rendant au champ de lumière *C* son caractère vectoriel, montrerait que le théorème fondamental reste valable avec un récepteur anisotrope mesurant des quantités quadratiques en les composants du champ; des mesures « non quadratiques » sont donc nécessaires pour mettre en défaut l'hypothèse *a*. La mise en défaut de l'hypothèse *d* semble offrir peu d'intérêt. On peut mettre en défaut l'hypothèse *c* dans le cas radioélectrique, en faisant passer l'onde, par exemple, dans des tubes électroniques non linéaires. J'ignore si les possibilités, qui semblent ainsi ouvertes, sont réelles, c'est-à-dire s'il peut exister des instruments de performances notables, basés sur la suppression de ces restrictions.

Le champ *C* a été traité comme un champ scalaire; il serait facile de voir que la nature réelle du champ, qui est vectorielle, n'apporte rien d'essentiellement nouveau à la théorie.

6. Exemples d'instruments. Cas des instruments qui comportent des pièces mobiles. — Comme illustration de la théorie, disons quelques mots du réflecteur ou réflecteur astronomique à ouverture circulaire.

On trouve dans sa prise primaire des couples AB

ayant tous les écartements possibles, entre *D* nul et *D* égal le diamètre d'ouverture Δ de l'objectif. Cet instrument peut donc nous faire connaître les amplitudes $A(\Omega)$ de toutes les pulsations d'image Ω de $E_1^2(x_1)$, jusqu'à la pulsation maximum donnée par (11).

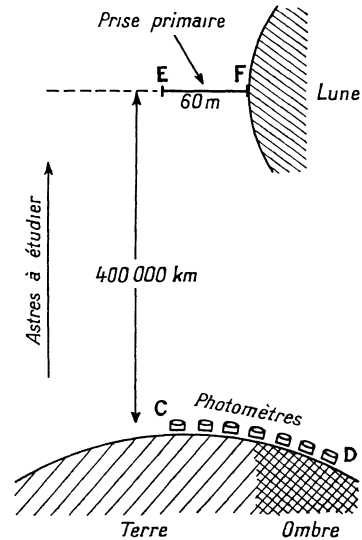


Fig. 4.

M peut servir à mesurer le pouvoir séparateur de la lunette. Comparons avec la théorie classique.

Si l'on désigne par *N* la période d'image minimum correspondante, on a par (7)

$$N = \frac{\lambda}{\Delta}.$$

Si ϵ est le rayon angulaire du disque d'Airy, que donne la théorie classique, on trouve alors immédiatement

$$\epsilon = 1,22 N. \quad (12)$$

Cette relation n'est valable que pour l'ouverture circulaire. Pour l'ouverture rectangulaire, on a

$$\epsilon = N.$$

Examinons maintenant un instrument bizarre, qui a permis d'atteindre de très hautes pulsations d'image. Nous l'appellerons *l'obturateur lunaire*. La Lune, située à presque 400 000 km devant la Terre, produit une ombre relativement aux sources de lumière célestes. On mesure à l'aide de simples photomètres la distribution détaillée des éclairissements aux confins gauches de cette ombre (fig. 4). Cherchons une prise primaire de ce dispositif. En appliquant le procédé des zones de Fresnel, on trouve facilement que, pour déterminer univoquement les éclairissements dans la région utile CD de mesure photométrique, il faut faire intervenir le champ de lumière sur tout un domaine plan EF

s'étendant depuis le bord gauche de la Lune jusqu'à quelques dizaines de mètres à gauche de ce bord. Ce domaine plan constitue donc une prise primaire pour l'instrument. Or quelques dizaines de mètres, pour le diamètre Δ d'une prise primaire, donnent par (11) une pulsation d'image maximum M tout à fait considérable, beaucoup plus grande que pour tout autre dispositif jamais utilisé. On comprend alors qu'il ait permis la mesure de diamètres stellaires en ondes lumineuses, et du diamètre solaire en ondes hertziennes, au cours d'occultations.

Disons maintenant quelques mots des instruments comportant des pièces mobiles. Il faut faire immédiatement une distinction entre :

a. Des instruments qui, quoique comportant des pièces mobiles, admettent une prise primaire fixe. Notre théorie précédente, où seule la nature de la prise primaire intervient, s'y applique évidemment parfaitement;

b. Des instruments dont la prise primaire est essentiellement mobile et variable. Il faut alors faire une nouvelle distinction, suivant que l'instrument comporte ou non une « mémoire », c'est-à-dire un dispositif capable de comparer des impressions reçues à des instants différents. Dans la négative, il n'y a rien de nouveau; mais dans l'affirma-

tive, on a des possibilités théoriques amusantes d'instruments à très haut pouvoir séparateur.

7. Signification du théorème de la borne supérieure. — Le corollaire (11) de notre théorème fondamental limite d'une manière parfaitement rigoureuse et précise les renseignements que peut donner un instrument d'observation; *il faut remarquer qu'un tel résultat n'était nullement atteint par les théories classiques du pouvoir séparateur*, quoi qu'il semble.

Mais cette limitation est exprimée dans le langage de l'analyse de Fourier. Voyons s'il est possible de la traduire dans une langue plus compréhensible pour l'expérimentateur. Il suffit de recourir au théorème de la borne supérieure (§ 4).

En effet, selon ce théorème, un instrument qui ne nous fait pas connaître les hautes pulsations d'image ne pourra nous faire distinguer un détail abrupt d'un détail différent, aux contours doux, mais présentant les mêmes amplitudes de Fourier dans les basses fréquences. Cela ne signifie pas qu'un détail, même très petit s'il est intense, ne sera pas aperçu, décelé, mais cela signifie qu'il y aura une ambiguïté, impossible à écarter, au sujet de sa nature. Cette ambiguïté augmente quand le diamètre de la prise primaire diminue.

Manuscrit reçu le 26 janvier 1955.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] LÉVY P. — Processus stochastiques, p. 97-99.

[2] LÉVY P. — Analyse harmonique, Congrès C. N. R. S. de Nancy, p. 113-114.